

## Nghiên cứu ảnh hưởng của đặc tính tán sắc lên sự lan truyền xung trong sợi tinh thể quang tử được làm vật liệu GeSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>-PbSe chalcogenide

Lê Văn Hiệu<sup>1</sup>, Nguyễn Trà My<sup>1</sup>, Trần Hồng Thắm<sup>1</sup>,  
Nguyễn Thị Thảo<sup>1</sup>, Nguyễn Xuân Thuần<sup>1</sup>, Hồ Đình Quang<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Khoa Khoa học Tự nhiên, Trường Đại học Hồng Đức, 565 Quang Trung, Thành phố Thanh Hóa, Thanh Hóa, Việt Nam;

<sup>2</sup>Viện Công nghệ Hóa sinh – Môi trường, Trường Đại học Vinh, 182 Lê Duẩn, Thành phố Vinh, Nghệ An, Việt Nam.

\*Email: hodinhquangdhv@gmail.com

Nhận bài: 16/01/2024; Hoàn thiện: 11/3/2024; Chấp nhận đăng: 12/8/2024; Xuất bản: 25/8/2024.

DOI: <https://doi.org/10.54939/1859-1043.j.mst.97.2024.129-137>

### TÓM TẮT

Trong bài báo này, chúng tôi trình bày kết quả nghiên cứu sự lan truyền xung trong sợi tinh thể quang tử được làm từ vật liệu GeSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>-PbSe (GAP-Se) chalcogenide. Chúng tôi sử dụng phương pháp Slip - Step - Fourier để giải phương trình Schrödinger phi tuyến tổng quát nhằm tìm lời giải cho xung đầu ra trong quá trình lan truyền trong sợi tinh thể quang tử. Kết quả chỉ ra rằng, đặc tính tán sắc ảnh hưởng rất lớn đến đặc tính của xung đầu ra bao gồm sự mở rộng phổ và tính ổn định của xung. Bằng cách sử dụng nguồn laser bơm với bước sóng  $\lambda = 3500$  nm, tần số  $f = 200$  fs, và năng lượng bơm  $E = 1.5$  nJ, tương ứng với cường độ bơm  $P = 7.5$  kW, nếu thay đổi đặc tính tán sắc sao cho bước sóng bơm có thể dịch chuyển từ vùng tán sắc thường sang vùng tán sắc dị thường thì xung đầu ra thu được có độ rộng phổ tăng lên (tương ứng là 2600 nm và 7000 nm, khi sử dụng một sợi tinh thể quang tử có chiều dài 10 cm). Tuy nhiên, xung đầu ra trong trường hợp này với độ nhiễu lớn hơn, và kém ổn định hơn. Các kết quả nghiên cứu là một trong những giải pháp giúp thay đổi đặc tính của xung đầu ra ứng dụng cho các nguồn sáng phổ siêu liên tục.

**Từ khóa:** Sợi tinh thể quang tử; Tán sắc; Chalcogenide; Quang phi tuyến.

### 1. MỞ ĐẦU

Sợi quang tinh thể (Photonic Crystal Fiber (PCF)) trong những năm gần đây đã và đang nhận được sự quan tâm đặc biệt của các nhà nghiên cứu trên thế giới bởi những ưu điểm vượt trội và được ứng dụng trong nhiều lĩnh vực như truyền dẫn thông tin, kỹ thuật y sinh hay các thiết bị cảm biến [1-3]. Một trong những ứng dụng quan trọng của sợi tinh thể quang tử là tạo ra các nguồn sáng phổ phát siêu liên tục (supercontinuum generation). Các nguồn sáng này được ứng dụng rộng rãi trong chụp cắt lớp kết hợp quang học (y học), đo lường tần số, quang phổ học [4].

Đối với các nguồn sáng phổ siêu liên tục, đặc tính của xung đầu ra như độ rộng và tính kết hợp cao của phổ có vai trò quan trọng trong các ứng dụng thực tế [4]. Khi xung ánh sáng lan truyền trong sợi tinh thể quang tử nó có thể lan truyền bằng hai phương thức cơ bản khác nhau. Đối với các sợi lõi đặc, ánh sáng lan truyền theo cơ chế phản xạ toàn phần do chiết suất vùng lõi lớn hơn chiết suất vùng vỏ [5]. Trong trường hợp sợi tinh thể quang tử lõi rỗng thì ánh sáng lan truyền theo cơ chế giam giữ vùng cấm (band gap) do chiết suất của vùng lõi nhỏ hơn chiết suất ở vùng vỏ [5]. Mặt khác, quá trình lan truyền xung ánh sáng cũng phụ thuộc vào nhiều yếu tố như đặc tính tán sắc, vật liệu làm sợi và các tham số của nguồn bơm. Trong các yếu tố này, đặc tính tán sắc là một trong những yếu tố quan trọng nhất quyết định đến sự mở rộng phổ và ổn định của xung đầu ra trong quá trình lan truyền [6]. Các kết quả đã chứng tỏ rằng, đặc tính tán sắc của PCF có thể được thay đổi bằng cách thay đổi độ lớn các tham số cấu trúc như hằng số mạng  $\Lambda$ , đường kính lỗ khí (d) và hình dạng lỗ khí. Nhờ sự linh động trong việc sắp xếp lỗ khí xung quanh lõi chạy dọc theo chiều dài của sợi nên có thể điều khiển để thu được tán sắc phẳng, tán sắc cực phẳng hay có thể dịch chuyển điểm tán sắc bằng không [7]. Cũng nhờ sự linh động trong cách sắp xếp các lỗ khí này, cơ chế lan truyền trong sợi cũng có thể thay đổi được [8].

Một cách tiếp cận khác để thay đổi đặc tính tán sắc là thay đổi vật liệu của sợi. Đối với phương pháp này, cách điển hình là sử dụng PCF làm từ thủy tinh silica hoặc sử dụng PCF thấm chất lỏng [9, 10]. Trong trường hợp sợi PCF được làm từ thủy tinh silica, phổ của xung đầu ra chỉ có thể quan sát được trong vùng ánh sáng nhìn thấy đến vùng hồng ngoại gần bởi vì silica chỉ trong suốt trong vùng bước sóng nhỏ hơn 2.2  $\mu\text{m}$  [3]. Hơn nữa, silica có độ phi tuyến tương đối thấp, vì vậy, sợi PCF được làm từ silica yêu cầu các xung đầu vào có công suất cao để có phổ của quá trình lan truyền xung rộng. Mặc dù hệ số phi tuyến của PCF lõi silica có thể được tăng cường bằng cách giảm diện tích hiệu dụng lõi của nó, nhưng phương pháp này sẽ dẫn đến những khó khăn trong việc ghép ánh sáng. Cách tiếp cận thứ hai là sử dụng PCF thấm chất lỏng [11-12]. Không giống như silica, một số chất lỏng có độ phi tuyến cao (có thể lớn hơn silica 100 lần) và có độ trong suốt lớn trong dải hồng ngoại gần ví dụ như carbon disulfide ( $\text{CS}_2$ ) [13], carbon tetrachloride ( $\text{CCl}_4$ ) [14]. Ngoài ra, chất lỏng có thể được trộn lẫn để tối ưu hóa tính chất quang học và quá trình lan truyền xung được tạo ra có thể được kiểm soát bằng cách điều chỉnh nhiệt độ hoặc áp suất [12]. Tuy nhiên, những chất lỏng có chiết suất phi tuyến cao thì có độ đục cao, có thể gây ung thư và dễ nổ [15].

Một giải pháp khác có thể thay thế mà thu được hiệu quả tương tự là sử dụng các vật liệu thủy tinh mềm có độ phi tuyến cao như fluoride [16], tellurite [17] hoặc chalcogenide [18]. Trong khi thủy tinh fluoride và tellurite đều chỉ trong suốt đối với bước sóng ngắn hơn 5,5  $\mu\text{m}$  nên chúng bị hạn chế sử dụng cho các ứng dụng ở bước sóng dài hơn thì chalcogenide có phạm vi truyền rộng hơn (trên bước sóng 20  $\mu\text{m}$ ) và có độ phi tuyến cao hơn so với các loại thủy tinh mềm khác [16]. Do đặc tính phi tuyến tính cao, PCF làm từ chalcogenide có thể tạo ra xung lan truyền với băng thông rộng. Với chiều dài sợi tương đối ngắn và công suất bơm thấp, chalcogenide thích hợp để làm vật liệu chủ chế tạo ống dẫn sóng hơn hầu hết các vật liệu khác. Ngoài ra, loại thủy tinh này có thể chống lại sự kết tinh sau nhiều bước của quá trình nhiệt, cho phép sử dụng kỹ thuật xếp chồng để chế tạo sợi quang [19].

Trong bài báo này, chúng tôi trình bày kết quả mô phỏng số khi nghiên cứu ảnh hưởng của đặc tính tán sắc lên quá trình lan truyền xung trong sợi tinh thể quang tử làm từ chalcogenide GAP chalcogenide. GAP-Se chalcogenide thể hiện các đặc tính quang học vượt trội, bao gồm chỉ số khúc xạ phi tuyến cao  $n_2 = 71,4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  ở  $\lambda = 3,0 \mu\text{m}$  [8] và có độ trong suốt lớn trên một phạm vi bước sóng rộng từ 1 đến 12  $\mu\text{m}$ . Ngoài ra, với khả năng tối ưu hóa khả năng chống kết tinh cũng như độ ổn định nhiệt sau các quá trình nhiệt nhiều giai đoạn trong phương pháp xếp chồng [20]. Những điều đó làm cho GAP-Se chalcogenide trở thành ứng cử viên sáng giá trong việc lựa chọn môi trường lan truyền cho sợi tinh thể quang tử. Trong trường hợp này, đầu tiên chúng tôi sử dụng phần mềm MODE Solution để thiết kế sợi tinh thể quang tử được làm từ GAP-Se chalcogenide với 06 vòng lỗ khí ở lớp vỏ. Tiếp theo, chúng tôi sử dụng phương pháp Slip-Step- Fourier để giải phương trình Schrödinger phi tuyến tổng quát (GNLSE) tìm lời giải cho xung đầu ra, từ đó khảo sát sự lan truyền xung trong sợi tinh thể quang tử với sự thay đổi của đặc tính tán sắc.

## 2. NỘI DUNG CẦN GIẢI QUYẾT

### 2.1. Cơ sở lý thuyết

Quá trình lan truyền xung ánh sáng trong môi trường điện môi (trong sợi tinh thể quang tử) có thể thu được từ hệ phương trình Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4)$$

$$\mu_0 \vec{H} = \vec{B} - \vec{M} \quad (5)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (6)$$

Trong đó,  $\vec{E}$  là vecto cường độ điện trường,  $\vec{H}$  là vecto cường độ từ trường,  $\vec{B}$  là cảm ứng từ,  $\vec{D}$  là cảm ứng điện,  $\vec{P}$  là mômen lưỡng cực điện trong đơn vị thể tích (độ phân cực điện) và  $\vec{M}$  là mômen lưỡng cực từ trong đơn vị thể tích (độ phân cực từ).

Trong trường hợp cường độ lớn, phương trình sóng lan truyền trong sợi quang có thể thu được dưới dạng:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (7)$$

Trong trường hợp tổng quát, nghiệm của phương trình (7) có thể được biểu diễn dưới dạng phương trình GNLS được biểu diễn như phương trình (8):

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, t) = \frac{\alpha}{2} A(z, t) + \sum_{k=2} \beta_k \frac{i^{k-1}}{k!} \frac{\partial^k A(z, t)}{\partial t^k} + i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \quad (8)$$

Trong đó,  $\alpha$  là độ mất mát,  $\beta_k$  biểu thị độ tán sắc bậc k, và hệ số phi tuyến  $\gamma$  được xác định bởi phương trình:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (9)$$

Hàm Raman  $R(t)$  được biểu diễn dưới dạng:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (10)$$

$f_R$  thể hiện một phần đóng góp của  $R(t)$  trong độ phân cực phi tuyến  $P_{NL}$ . Hàm  $h_R(t)$  đặc trưng tán xạ Raman và được mô tả bởi:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (11)$$

Để giải phương trình (8), chúng tôi sử dụng phương pháp Slit-Step-Fourier (SSF) hay còn gọi là phương pháp tách ghép. Phương pháp này được sử dụng để giải phương trình Schrödinger phi tuyến tổng quát nhằm tìm lời giải cho xung đầu ra trong quá trình lan truyền trong sợi tinh thể quang tử. Để hiểu được cơ chế của phương pháp này, phương trình (7) có thể được biểu diễn lại dưới dạng:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) A(z, t) h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (12)$$

Trong đó,  $\hat{D}$  là toán tử tuyến tính đặc trưng cho sự tán sắc và hấp thụ trong môi trường tuyến tính;  $\hat{N}$  là một toán tử phi tuyến đặc trưng cho ảnh hưởng của các phi tuyến sợi lên xung truyền. Các toán tử này được đưa ra theo công thức sau:

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} A(z, t) - \sum_{k=2} \beta_k \frac{i^{k-1}}{k!} \frac{\partial^k A(z, t)}{\partial t^k} \quad (13)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \quad (14)$$

Để giải phương trình (13) và (14), theo phương pháp SSFM, ta giả sử hai toán tử  $\hat{D}$  và  $\hat{N}$  thoả mãn hệ thức:

$$A(z + h, t) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) A(z, t) \quad (15)$$

Bằng cách sử dụng tiên giả định bên dưới đây, toán tử hàm mũ  $\exp(h\hat{D})$  có thể được đánh giá trong miền Fourier:

$$\exp(h\widehat{D})A(z, t) = F^{-1}\exp[h\widehat{D}(i\omega)]FA(z, t) \quad (16)$$

Trong đó, F biểu thị hoạt động biến đổi Fourier và  $\omega$  là tần số trong miền Fourier,  $\widehat{D}(i\omega)$  được xác định như sau:

$$\widehat{D}(i\omega) = F\{\widehat{D}\} = -\frac{\alpha}{2}A(z, t) - \sum_{k=2} \beta_k \frac{i^{k-1}}{k!} (i\omega)^k \quad (17)$$

Độ chính xác của SSF theo (15) có thể được cải thiện bằng cách áp dụng một quy trình khác để truyền xung quang qua một đoạn từ z đến z + h. Phương trình (5) trở thành:

$$A(z + h, t) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\widehat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \widehat{N}(z')dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\widehat{D}\right)A(z, t) \quad (18)$$

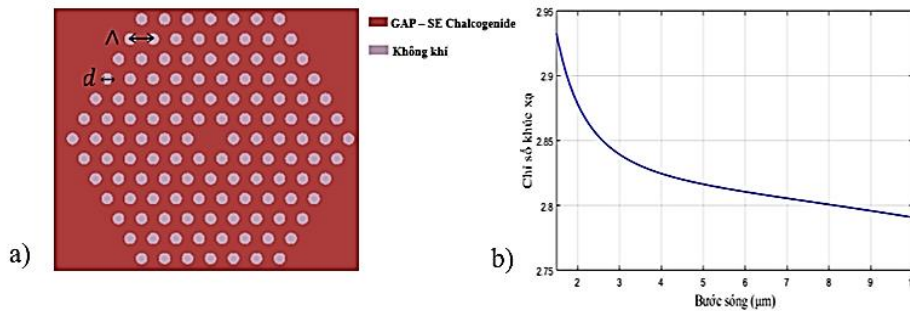
Phương trình (18) cho phép xác định dạng của hàm  $A(z, t)$ . Nếu h là đủ nhỏ, toán tử phi tuyến được lấy xấp xỉ theo biểu thức:

$$\int_z^{z+h} \widehat{N}(z')dz' \approx \frac{h}{2}[\widehat{N}(z) + \widehat{N}(z + h)] \quad (19)$$

Biểu thức cuối cùng của A cho biết hình dạng của xung trong quá trình lan truyền.

### 2.2. Cấu trúc sợi tinh thể quang tử

Để nghiên cứu ảnh hưởng của độ tán sắc lên xung đầu ra của sợi tinh thể quang tử, chúng tôi giả sử sợi được làm từ GAP-Se chalcogenide có cấu trúc được minh họa như hình 1. Cấu trúc của sợi bao gồm sáu vòng lỗ khí trong lớp vỏ được xác định bởi hằng số mạng  $\Lambda$ , đường kính lỗ khí d và hệ số lấp đầy  $f = d/\Lambda$ .



**Hình 1.** (a) Mô hình PCF với mặt cắt ngang của sợi; (b) Chiết suất tuyến tính của GAP-Se chalcogenide.

PCF được thiết kế từ vật liệu GAP-Se chalcogenide có chỉ số khúc xạ phi tuyến rất cao và phạm vi truyền dẫn rộng. Chỉ số khúc xạ tuyến tính của GAP-Se chalcogenide theo phương trình Sellmeier phụ thuộc bước sóng ( $\lambda$  tính bằng  $\mu m$ ) được đưa ra dưới đây [18]:

$$n = \sqrt{-20.6611 + \frac{28.5635\lambda^2}{\lambda^2 - (0.2312)^2} + \frac{10.4782\lambda^2}{\lambda^2 - (90.4186)^2}} \quad (20)$$

Đặc tính tán sắc là một yếu tố quan trọng quyết định các thành phần phổ khác nhau của xung truyền ở các vận tốc pha khác nhau qua sợi. Hiệu ứng tán sắc xảy ra khi vận tốc pha của sóng (xung ánh sáng) thay đổi theo bước sóng (tần số) trong quá trình lan truyền trong môi trường điện môi. Điều này dẫn tới độ trễ của các sóng khi đi ra khỏi môi trường. Biểu thức tán sắc màu theo chiết suất hiệu dụng  $n_{eff}$  được đưa ra bởi phương trình:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (21)$$

trong đó  $\lambda$  là bước sóng và  $c$  là tốc độ của chân không ánh sáng.

Khi mô phỏng, chúng tôi sử dụng phần mềm Lumerical Mode Solution để thực hiện thiết kế và phân tích ảnh hưởng của đặc tính tán sắc lên quá trình lan truyền xung trong PCF.

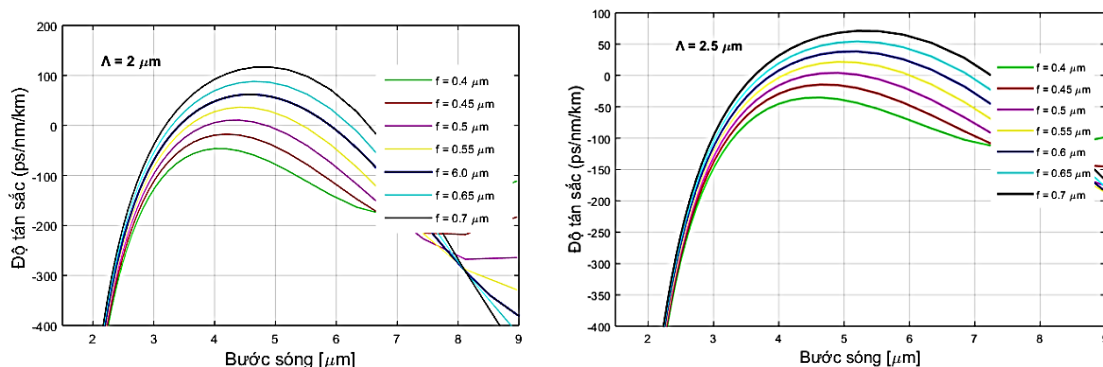
### 3. MÔ PHỎNG, TÍNH TOÁN, THẢO LUẬN

#### 3.1. Điều chỉnh tán sắc trong sợi tinh thể quang tử

Để nghiên cứu ảnh hưởng của các tham số cấu trúc lên đặc tính tán sắc trong sợi tinh thể quang tử, chúng tôi đã xem xét sợi tinh thể quang tử làm từ GAP-Se chalcogenide với hằng số mạng thay đổi từ 2.0  $\mu\text{m}$  sang 3.0  $\mu\text{m}$  với bước nhảy 0.5, hệ số lấp đầy  $f$  thay đổi từ 0.4 đến 0.7 với bước nhảy 0.05. Trong mỗi trường hợp, chúng tôi đã tính toán cho đặc tính tán sắc trong chế độ lan truyền cơ bản như một hàm của bước sóng trong phạm vi 1.5 - 10  $\mu\text{m}$ . Bảng 1 thể hiện các tham số cấu trúc thay đổi trong sợi tinh thể quang tử.

**Bảng 1.** Tham số cấu trúc của sợi tinh thể quang tử được sử dụng trong mô phỏng.

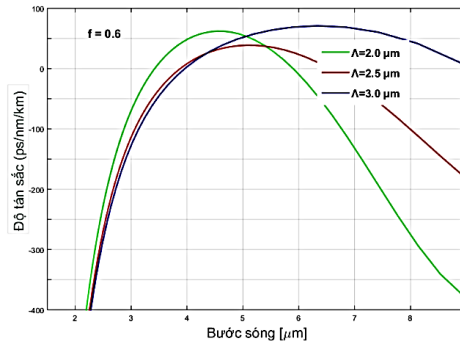
$\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$							
$d$	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4
$d/\Lambda$	0.4	0.45	0.5	0.55	0.6	0.65	0.7
$\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$							
$d$	1.0	1.125	1.25	1.375	1.5	1.625	1.75
$d/\Lambda$	0.4	0.45	0.5	0.55	0.6	0.65	0.7



**Hình 2.** Đặc tính tán sắc của mode cơ bản cho các hằng số mạng và hệ số lấp đầy khác nhau.

Hình 2 mô tả đặc tính tán sắc của sợi tinh thể quang tử với sự thay đổi hệ số lấp đầy  $f$  tại các hằng số mạng  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$  và  $\Lambda = 2.5 \mu\text{m}$ . Kết quả cho ta thấy rằng, độ tán sắc trong sợi tinh thể quang tử phụ thuộc rất lớn vào hằng số mạng  $\Lambda$  và hệ số lấp đầy  $f$  của sợi. Khi hằng số mạng không thay đổi, việc tăng hệ số lấp đầy dẫn đến không chỉ tăng độ phẳng của đường cong tán sắc mà còn tăng băng thông của nó. Nói cách khác, việc giảm hệ số lấp đầy làm cho sự tán sắc ngày càng phẳng hơn và cuối cùng trở nên đơn điệu. Hơn nữa, các bước sóng tán sắc bằng không dịch chuyển theo hướng bước sóng nhỏ hơn khi tăng hệ số lấp đầy. Ví dụ, khi hằng số mạng  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$  và hệ số lấp đầy  $f = 0.5$ , bước sóng tán sắc bằng không là  $\lambda = 3.9 \mu\text{m}$ , trong trường hợp  $f = 0.6$  thì bước sóng tán sắc bằng không là  $\lambda = 3.45 \mu\text{m}$ .

Hình 3 mô tả đặc tính tán sắc của sợi tinh thể quang tử với sự thay đổi của hằng số mạng từ 2.0  $\mu\text{m}$  đến 3.0  $\mu\text{m}$  với hệ số lấp đầy không đổi  $f = 0.6$ . Kết quả cho thấy, với một  $f$  nhất định, đặc tính tán sắc dịch chuyển từ vùng tán sắc thông thường sang vùng tán sắc dị thường và bằng phẳng hơn khi tăng hằng số mạng. Trong trường hợp này, bước sóng tán sắc bằng không dịch chuyển theo hướng bước sóng dài hơn.

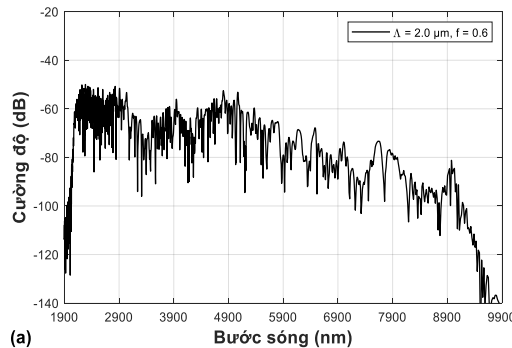


Hình 3. Đặc tính tán sắc của mode cơ bản với hệ số lấp đầy nhất định và các hằng số mạng khác nhau.

### 3.2. Ảnh hưởng của đặc tính tán sắc lên xung đầu ra trong sợi tinh thể quang tử được làm từ GAP-Se chalcogenide

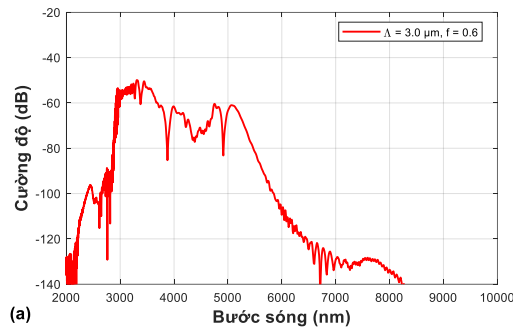
Trong trường hợp này, chúng tôi sử dụng phương pháp Slip-Step-Fourier để giải phương trình GNLSE và tìm lời giải của xung đầu ra trong quá trình lan truyền. Các tham số được chúng tôi sử dụng: sợi tinh thể quang tử có chiều dài 10 cm, xung đầu vào là xung Gaussian với tần số  $f = 200$  fs, năng lượng xung bơm có giá trị  $E = 1.5$  nJ, tương ứng với cường độ bơm  $P = 7.5$  kW, tại bước sóng bơm  $\lambda = 3500$  nm. Chúng tôi lựa chọn các tham số này bởi vì các giá trị này có thể được tạo ra từ các nguồn bơm laser ở trên thị trường có hiện nay chẳng hạn như nguồn laser Er-ZBLAN. Mặt khác, sử dụng bước sóng bơm  $\lambda = 3500$  nm có thể nghiên cứu cho hai vùng tán sắc hoàn toàn khác nhau tương ứng hai trường hợp  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$  với  $f = 0.5$  và  $f = 0.6$ .

Hình 4 mô tả đặc tính xung đầu ra và tiến trình mở rộng phổ của xung dọc theo chiều dài lan truyền khi sử dụng bước sóng bơm  $\lambda_p = 3500$  nm trong trường hợp độ tán sắc tương ứng với hằng số mạng có giá trị  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ . Trong trường hợp này, đường cong tán sắc cắt trục hoành tại điểm có bước sóng  $\lambda_1 = 3300$  nm, vì vậy, bước sóng bơm được sử dụng trong vùng tán sắc dị thường. Quá trình mở rộng phổ của xung đầu ra sẽ chịu trách nhiệm chính bởi động lực học soliton ví dụ như sự phân hạch soliton (soliton fission), sự tự dịch chuyển tần số [3, 20]. Tuy nhiên, trong trường hợp này bởi vì sợi có bước sóng tán sắc bằng không gần với bước sóng bơm, vì vậy, tại những mm đầu tiên của sợi (nhỏ hơn 1.0 cm), quá trình mở rộng phổ của xung được chi phối bởi hiệu ứng phi tuyến tự điều chế pha (self-phase modulation (SPM)). Đối với sự mở rộng phổ với vùng bước sóng lớn hơn bước sóng tán sắc bằng không, hiệu ứng sóng phân tán (dispersive wave) đóng vai trò quan trọng trong việc mở rộng phổ của xung đầu ra, được mô tả như hình 4 (b).



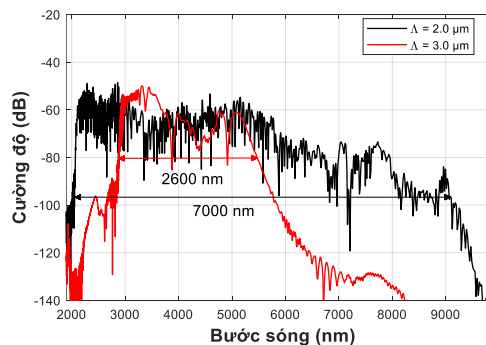
Hình 4. (a) Đặc tính xung đầu ra, (b) và tiến trình mở rộng phổ của xung đầu ra trong sợi tinh thể quang tử được làm từ chalcogenide GAP-Se chalcogenide trong trường hợp bước sóng bơm 3500 nm nằm trong vùng tán sắc dị thường.

Hình 5 mô tả tiến trình mở rộng phổ của xung đầu ra dọc theo chiều dài của sợi trong trường hợp tán sắc của sợi tương ứng với hằng số mạng  $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}$ . Trong trường hợp này, sợi có bước sóng tán sắc bằng không có giá trị  $\lambda_2 = 4050 \text{ nm}$ , lớn hơn bước sóng bơm của nguồn. Như vậy, trong trường hợp này, bước sóng bơm nằm trong vùng tán sắc thường. Tại những khoảng cách đầu tiên của quá trình lan truyền (nhỏ hơn 2 cm), sự mở rộng phổ là nguyên nhân gây bởi hiệu ứng SPM. Bởi vì ảnh hưởng của đặc tính tán sắc (độ dốc của tán sắc), phổ mở rộng không đối xứng đối với các bước sóng ngắn hơn. Các bước sóng ngắn được tạo ra bởi hiệu ứng SPM nằm trong vùng tán sắc thường và truyền đi chậm hơn so với thành phần bước sóng gần tâm xung. Sự chùng chéo giữa các thành phần chậm hơn sẽ tạo ra các bước sóng mới nhờ hiệu ứng trộn bốn sóng (four-wave-mixing (FWM)) thông qua quá trình đổ vỡ hàm sóng như được mô tả trong hình 5 (b).



**Hình 5.** (a) Đặc tính xung đầu ra, (b) và tiến trình mở rộng phổ của xung đầu ra trong sợi tinh thể quang được làm từ GAP-Se chalcogenide trong trường hợp bước sóng bơm 3500 nm nằm trong vùng tán sắc thường.

Hình 6 so sánh đặc tính của xung đầu ra với chiều dài lan truyền 10 cm của sợi tinh thể quang tử được làm từ GAP-Se chalcogenide khi đặc tính tán sắc thay đổi. Kết quả cho thấy rằng, đặc tính tán sắc trong sợi ảnh hưởng rất lớn đến đặc tính của xung đầu ra bao gồm cả sự mở rộng phổ và tính ổn định của xung. Cụ thể, trong trường hợp hằng số mạng có giá trị  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ , xung đầu ra thu được với độ rộng phổ lớn hơn rất nhiều khi so sánh với trường hợp  $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}$ . Tuy nhiên, xung đầu ra trong trường hợp này với độ nhiễu lớn hơn, và kém ổn định hơn. Nguyên nhân của hiện tượng này là bởi vì, khi thay đổi đặc tính tán sắc đã dẫn tới bước sóng bơm trong hai trường hợp khác nhau (dịch chuyển từ vùng tán sắc dị thường sang vùng tán sắc thường), vì vậy, dẫn tới cơ chế mở rộng phổ cũng khác nhau. Ban đầu, ở những khoảng cách truyền dẫn đầu tiên, quá trình mở rộng phổ trong cả hai trường hợp đều do hiệu ứng tự điều chế pha gây ra. Tuy nhiên, khi khoảng cách lan truyền xa hơn, quá trình mở rộng phổ trong hai trường hợp đã do các hiệu ứng khác gây ra. Đối với trường hợp  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ , thì hiệu ứng phi tuyến chính gây ra quá trình mở rộng phổ là hiệu ứng phân tách soliton và hiệu ứng sóng phân tán. Trong khi đó, trong trường hợp  $\Lambda = 3.0 \mu\text{m}$  thì hiệu ứng phi tuyến chính chủ yếu gây ra quá trình mở rộng phổ của xung đầu ra ở những khoảng cách dài là bởi hiệu ứng trộn bốn sóng thông qua quá trình đổ vỡ hàm sóng.



**Hình 6.** Xung đầu ra với các giá trị khác nhau của độ tán sắc.

#### 4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này, chúng tôi sử dụng sợi tinh thể quang tử được làm từ GAP-Se chalcogenide với 06 vòng lỗ khí ở lớp vỏ để nghiên cứu ảnh hưởng của đặc tính tán sắc lên đặc tính của xung đầu ra trong quá trình lan truyền. Đầu tiên, chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng của các tham số cấu trúc như hằng số mạng, hệ số lấp đầy lên đặc tính tán sắc của sợi tinh thể quang tử. Các kết quả chỉ ra rằng các tham số cấu trúc của sợi tinh thể quang tử ảnh hưởng rất lớn tới đặc tính tán sắc của nó. Khi giảm hệ số lấp đầy hay tăng hằng số mạng dẫn đến đặc tính tán sắc dịch chuyển từ vùng tán sắc thông thường sang vùng tán sắc dị thường và ngày càng phẳng hơn, cuối cùng trở nên đơn điệu.

Tiếp theo, chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng đặc tính tán sắc lên đặc tính của xung đầu ra. Chúng tôi sử dụng một sợi tinh thể quang tử có chiều dài 10 cm, xung đầu vào là xung Gaussian với tần số  $f = 200$  fs, năng lượng xung bơm có giá trị  $E = 1.5$  nJ, tương ứng với cường độ bơm  $P = 7.5$  kW, tại bước sóng bơm  $\lambda = 3500$  nm. Kết quả chỉ ra rằng, đặc tính tán sắc ảnh hưởng rất lớn đến đặc tính của xung đầu ra bao gồm sự mở rộng phổ và tính ổn định của xung. Nếu thay đổi đặc tính tán sắc sao cho bước sóng bơm có thể dịch chuyển từ vùng tán sắc thường sang vùng tán sắc dị thường thì xung đầu ra thu được có độ rộng phổ tăng lên (tương ứng là 2600 nm và 7000 nm). Tuy nhiên, xung đầu ra trong trường hợp này với độ nhiễu lớn hơn, và kém ổn định hơn. Nguyên nhân của hiện tượng này là bởi vì khi thay đổi đặc tính tán sắc đã dẫn tới cơ chế mở rộng phổ khác nhau trong quá trình xung lan truyền. Các kết quả nghiên cứu này sẽ là một trong những giải pháp giúp thay đổi đặc tính của xung đầu ra ứng dụng cho các nguồn sáng phổ siêu liên tục.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. H. Liu, Y. Yu, W. Song, Q. Jiang, F. Pang, “Recent development of flat supercontinuum generation in specialty optical fibers,” Opto-Electronic Advances, **Vol. 2**, No.2, pp. 2096-479, (2019).
- [2]. H. Tu, S. A. Boppart, “Coherent fiber supercontinuum for biophotonic,” Laser Photonics Rev, **Vol. 7**, No. 5, pp.628-645, (2013).
- [3]. H. Liu, Y. Yu, W. Song, Q. Jiang, F. Pang, “Recent development of flat supercontinuum generation in specialty optical fibers,” Opto-Electronic Advances, **Vol. 2**, No. 2, pp. 1-9, (2019).
- [4]. G. Humbert, W. J. Wadsworth, S. G. Leon-Saval, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, M. J. Lederer, D. Kopf, K. Wiesauer, E. I. Breuer, D. Stifter, “Supercontinuum generation system for optical coherence tomography based on tapered photonic crystal fibre,” Optics Express **Vol. 14**, No. 4 , pp. 1596-1603, (2006).
- [5]. J.M. Dudley, G. Genty, S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” Review of Modern Physics, **Vol. 78**, pp. 1135-1184, (2006).
- [6]. H. V. Le, V. C. Long, H. T. Nguyen, A. M. Nguyen, R. Buczyński, R. Kasztelanic, “Application of ethanol infiltration for ultra-flattened normal dispersion in fused silica photonic crystal fibers,” Laser Physics, **Vol. 28**, No. 11, pp.115106, (2018).
- [7]. K. Saitoh, N. Florous, M. Koshiba, “Ultra-flattened chromatic dispersion controllability using a defected-core photonic crystal fiber with low confinement losses,” Optics Express, **Vol. 13**, No. 21, pp. 8365-8371, (2005).
- [8]. C. Goncalves, M. Kang, B-U. Sohn, G. Yin, J. Hu, D. T. H. Tan, K. Richardson, “New candidate multicomponent chalcogenide glasses for supercontinuum generation,” Applied Sciences, **Vol. 8**, No. 11, pp. 1-20, (2018).
- [9]. L. C. Van, V. T. Hoang, V. C. Long, K. Borzycki, K. D. Xuan, V. T. Quoc, M. Trippenbach, R. Buczynski, J. Pniewski, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers infiltrated with nitrobenzene,” Laser Physics, **Vol. 30**, No. 3, pp. 035105, (2020).
- [10]. C. V. Lanh, V. T. Hoang, V. C. Long, K. Borzycki, K. D. Xuan, V. T. Quoc, M. Trippenbach, R. Buczyński, J. Pniewski, “Optimization of optical properties of photonic crystal fibers infiltrated with chloroform for supercontinuum generation,” Laser Physics, **Vol. 29**, No. 7, pp. 075107, (2019).
- [11]. H. V. Le, V. T. Hoang, H. T. Nguyen, V. C. Long, R. Buczynski, R. Kasztelanic, “Supercontinuum generation in photonic crystal fibers infiltrated with tetrachloroethylene,” Optical and Quantum

- Electronic, **Vol. 53**, No. 187, pp. 1-18, (2021).
- [12]. H. L. Van, R. Buczynski, V. C. Long, M. Trippenbach, K. Borzycki, A. M. Nguyen, R. Kasztelanic, "Measurement of temperature and concentration influence on the dispersion of fused silica glass photonic crystal fiber infiltrated with water-ethanol mixture," *Optics Communications*, **Vol. 407**, pp. 417-422, (2018).
- [13]. B. C. Van, D. Q. Ho, V. V. Hung, H. L. Van, "Simulation Study on Supercontinuum Generation at Normal Dispersion Regime of a Carbon Disulfide-core Photonic Crystal Fiber," *Communications in Physics*, **Vol. 31**, No. 2, pp.169-178, (2021).
- [14]. Q. H. Dinh, J. Pniewski, H. L. Van, A. Ramaniuk, V. C. Long, K. Borzycki, K. D. Xuan, M. Klimczak, R. Buczyński, "Optimization of optical properties of photonic crystal fibers infiltrated with carbon tetrachloride for supercontinuum generation with subnanosecond femtosecond pulses," *Applied Optics*, **Vol. 57**, No. 14, pp. 3738-3746, (2018).
- [15]. G. Qin, X. Yan, C. Kito M. Liao, C. Chaudhari, T. Suzuki, Y. Ohishi, "Ultrabroadband supercontinuum generation from ultraviolet to 6.28  $\mu\text{m}$  in a fluoride fiber," *Applied Physics Letters*, **Vol. 95**, No. 16, pp.1-4, (2009).
- [16]. H. L. Van, V. T. Hoang, T. L. Canh, Q. H. Dinh, H. T. Nguyen, N. V. T. Minh, M. Klimczak, R. Buczynski, R. Kasztelanic, "Silica-based photonic crystal fiber infiltrated with 1,2-dibromoethane for supercontinuum generation," *Applied Optics*, **Vol. 60**, No. 24, pp. 7268-7278, (2021).
- [17]. P. Domachuk *et al.*, "Over 4000 nm bandwidth of Mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs," *Opt. Express*, **Vol. 16**, No. 10, pp. 7161-7168, (2008).
- [18]. C. R. Petersen, N. Prtljaga, M. Farries, J. Ward, B. Napier, G. R. Lloyd, J. Nallala, N. Stone, O. Bang, "Mid-infrared multispectral tissue imaging using a chalcogenide fiber supercontinuum source," *Optics Letters*, **Vol. 43**, No. 5, pp. 999-1002, (2018).
- [19]. M. Klimczak, B. Siwicki, H. Heidt R. Buczynski, "Coherent supercontinuum generation in soft glass photonic crystal fibers," *Photonics Research*, **Vol. 5**, No. 6, pp. 710-727, (2017).
- [20]. Y. S. Kivshar, G. P. Agrawal, "Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals", Academic Press, Elsevier, (2003).

## ABSTRACT

### **Influence of dispersion properties on pulse propagation in GeSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>-PbSe chalcogenide photonic crystal fibers**

*In this paper, we present the results of a study on pulse propagation in photonic crystal fibers made from GeSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>-PbSe (GAP-Se) chalcogenide. We employ the Slip-Step-Fourier method to solve the general nonlinear Schrödinger equation, seeking solutions for the output pulse during the propagation in the photonic crystal fiber. The results indicate that the dispersion properties significantly influence the characteristics of the output pulse, including spectral broadening and pulse stability. Using a photonic crystal fiber with a length of 10 cm, where the input pulse is a Gaussian pulse with a frequency of  $f = 200$  fs, pump pulse energy  $E = 1.5$  nJ, corresponding to a pump intensity of  $P = 7.5$  kW, at a pump wavelength  $\lambda = 3500$  nm, if the dispersion properties are adjusted so that the pump wavelength can shift from the normal dispersion region to the anomalous dispersion region, the obtained output pulse exhibits increased spectral width (corresponding to 2600 nm and 7000 nm). However, the output pulse, in this case, is characterized by higher noise and reduced stability. The research findings present a viable solution for modifying the characteristics of output pulses applicable to supercontinuum light sources.*

**Keywords:** Photonic crystal fiber; Dispersion; Chalcogenide; Nonlinear.